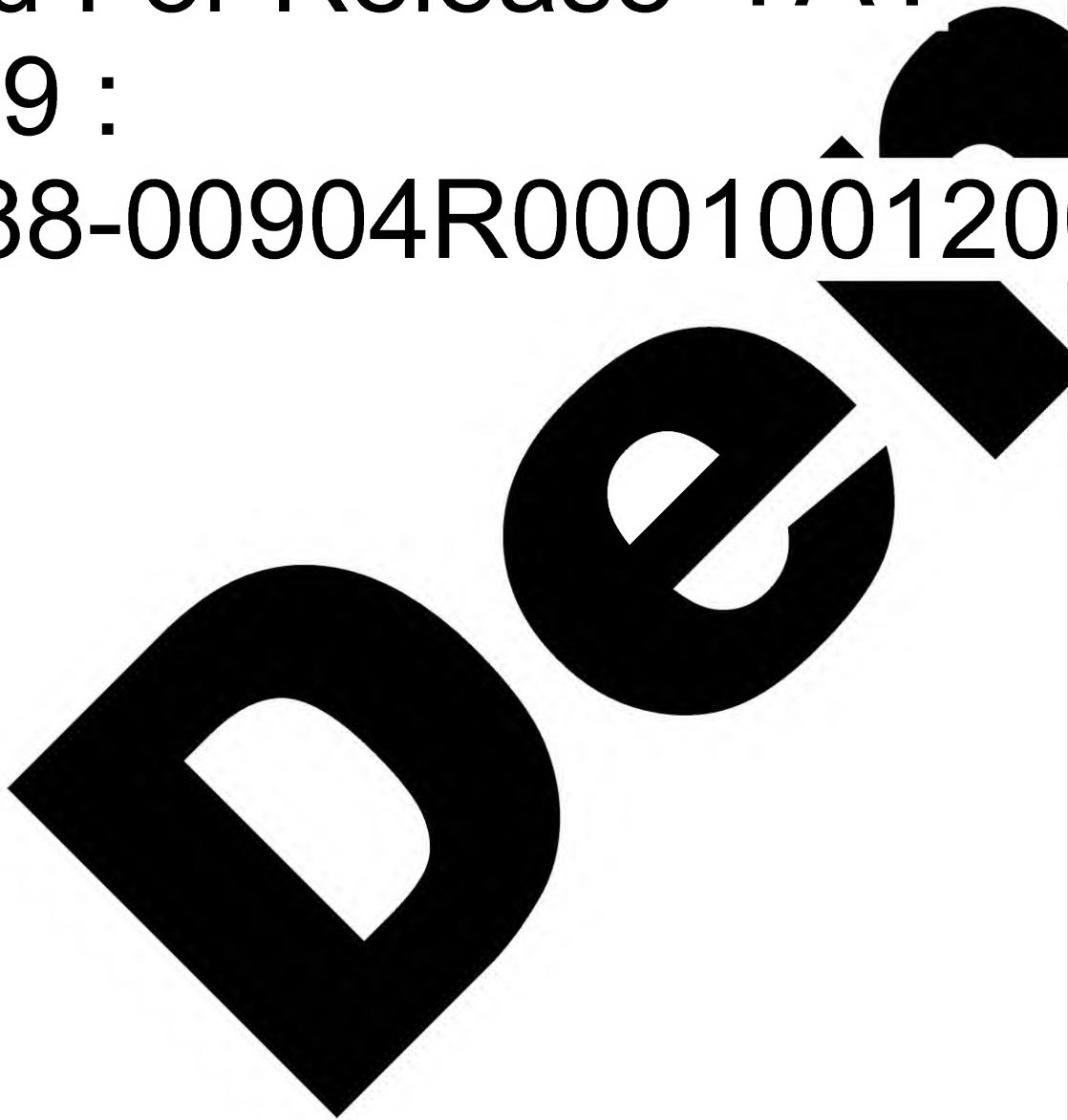
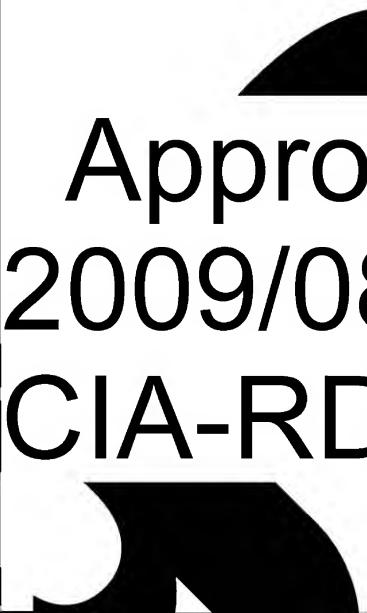


Approved For Release : TAT  
2009/08/19 :  
CIA-RDP88-00904R000100120



Approved For Release  
2009/08/19 :  
CIA-RDP88-00904R000100120





Вторая Международная конференция  
Организации Объединенных Наций  
по применению атомной энергии  
в мирных целях

*4 May*  
A/CONF/15/P/221O  
USSR  
ORIGINAL: RUSSIAN

На подложки оглашению до официального сообщения на Конференции

25 YEAR RE-REVIEW

ТЕПЛООБМЕН ПРИ ТЕЧЕНИИ ЖИДКОГО МЕТАЛЛА В  
ТРУБАХ

С.С.Кутателадзе, В.И.Субботин, В.М.Боришанский,  
П.Л.Кириллов

I. Расчет теплообмена в жидким металлах  
на основании полуэмпирической теории  
турбулентности

В настоящем докладе излагаются работы, которые проведены в Советском Союзе по изучению теплообмена к жидким металлам за последние годы. Эти работы являются дальнейшим развитием тех, часть результатов которых была доложена на Женевской конференции 1955 года (1).

Жидкие металлы образуют особый класс теплоносителей, характеризуемый весьма малой величиной отношения кинематической вязкости к температуропроводности (для жидким металлов числа Прандтля существенно меньше единицы). В связи с этим молекулярный перенос тепла имеет существенное значение не только в пристенном слое, но и в ядре турбулентного потока металлической жидкости. В результате этого закономерности, установленные для газов и неметаллических жидкостей, в данном случае оказываются не действительными, что впервые экспериментально было показано в работах (2 ; 3 ; 4). Первый теоретический расчет теплоотдачи при турбулентном течении жидкого металла в круглой трубе был выполнен в работе (5). В дальнейшем (6) в этот расчет были внесены некоторые усовершенствования и введено удобное интегральное соотношение для числа Нуссельта при

-2-

постоянном тепловом потоке через стенку трубы. Принципиальные положения этих работ не выходили за рамки известных положений полуэмпирической теории турбулентности, так как в них полагалось, что отношение интенсивностей турбулентных переносов количества движения и теплоты остается близким к единице. Учитывалась лишь соизмеримость молекулярного и турбулентного переносов теплоты в ядре потока.

В работе (7) были выдвинуты соображения, по которым интенсивность турбулентного переноса теплоты может быть существенно меньшей, чем интенсивность турбулентного переноса количества движения. В дальнейшем, несколько иначе, эта точка зрения была изложена в работе (8).

Анализ методом размерностей показывает, что коэффициент подобия турбулентного переноса количества теплоты и движения зависит от числа Прандтля и безразмерных расстояний от стенки (11; 15)

$$\varepsilon = \varepsilon \left( Pr, \nu, \frac{y}{R_o} \right)$$

/1/

При этом

$$\frac{\lambda_T}{\lambda} = \varepsilon Pr \frac{\mu_T}{\mu}$$

/2/

В первом приближении:

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_1 (Pr, \nu)$$

/3/

Измерения распределения скоростей в турбулентном потоке ртути (2, 9, 10) показали, что механизм турбулентного переноса количества движения в металлических и неметаллических жидкостях одинаков.

Измерения температурных полей в потоке ртути были выполнены в работах (9, 10). С известным приближением результаты этих опытов (10) могут быть выражены следующей формулой, вид которой выбран на основе несколько уточненной схемы, изложенной в (7).

$$\varepsilon = 0,032 Z_1 \left( 1 - e^{-\frac{1}{0,032 Z_1}} \right) ,$$

/4/

-3-

где

$$\chi_1 = Pe \sqrt{\frac{3}{32} \left(1 - \frac{y}{R_o}\right)} \frac{y}{R_o} \quad /5/$$

Однако измерения, произведенные Кирилловым, Субботиным, Суворовым и Троиным с тщательно очищенным сплавом натрия с калием, дали довольно близкое совпадение измеренных температурных полей с расчетами по (6) (при  $\varepsilon=1$ ) и несколько более худшее с расчетами по (5) (рис. I). Очевидно, что имеющихся данных в настоящее время недостаточно для того, чтобы надежно решить вопрос о соотношении  $\varepsilon = \frac{\alpha_T}{\gamma_T}$  для жидкого металла.

Пределые (минимальные) значения числа Нуссельта для турбулентного потока в трубе имеют место при числе  $Pr=0$ . Соответствующие значения для условия  $t_w = \text{const}$ , рассчитанные в (12), и для условия  $q_w = \text{const}$ , рассчитанные в (13), приведены в следующей таблице:

Значения числа  $\frac{\alpha_{min} D}{\lambda}$  при  $Pr=0$  в области гидродинамической и тепловой стабилизации

$Re = \frac{wD}{\nu}$		$10^4$	$3 \cdot 10^4$	$10^5$	$10^6$
$\alpha_{min} D$	$t_w = \text{const}$	5,05	5,24	5,43	5,5
$\lambda$	$q_w = \text{const}$	6,8	6,8	6,8	7,1

Расчеты, выполненные Левичем, Кутателадзе, Иващенко и Заблоцкой по приводимой ниже схеме, показали, что ряд характеристик теплообмена в жидкого металлах может быть вычислен в рамках обычной полуэмпирической теории турбулентности без предварительных знаний величины  $\varepsilon$ . При этом, однако, необходимо учесть различие толщин слоев с преобладанием молекулярной вязкости и молекулярной теплопроводности.

По двухслойной схеме турбулентный поток делится на слой с абсолютным преобладанием молекулярного переноса (динамический подслой, в котором предполагается только молекулярная вязкость; тепловой подслой, в котором предполагается только молекулярная теплопровод-

-4-

ность) и ядро с абсолютным преобладанием турбулентного переноса. Порядок толщин слоев с молекулярным переносом определяется формулами

$$\gamma_1 = \frac{v}{v^*} , \quad /6/$$

$$\gamma_{1T} = \frac{a}{v^*} . \quad /7/$$

Поскольку при  $Pr = 1$  имеет место подобие температурных и скоростных полей, то множитель пропорциональности в этих формулах один и тот же. С достаточной точностью можно принять для него величину 11,7.

Согласно рассматриваемой схеме при  $\gamma_{1T} = R_o$ , т.е. когда толщина теплового подслоя распространяется на все сечение трубы, интенсивность стабилизированной теплоотдачи определяется только молекулярной теплопроводностью.

Соответствующее предельное значение числа Пекле определяется формулой

$$\gamma_{1T} = R_o = 11,7 \frac{a}{v^*} = 11,7 \frac{a}{\bar{w}} \sqrt{\frac{8}{3}}$$

и, соответственно,

$$Pe_1 = \left( \frac{2 R_o \bar{w}}{a} \right)^{-\frac{1}{2}} = 66 \cdot 3^{-\frac{1}{2}} \quad /8/$$

Следовательно,

при  $Pe < Pe_1$ ,  $Nu = Nu_{min}$

при  $Pe > Pe_1$ ,  $Nu > Nu_{min}$  /9/

Эти соотношения справедливы при развитом турбулентном течении, т.е. при числах Рейнольдса больших, по крайней мере  $5 \cdot 10^3$ .

В следующей таблице приведены предельные значения чисел Пекле, ниже которых влиянием турбулентного переноса на теплоотдачу в трубах практически можно пренебречь.

-5-

$Re$	$0,5 \cdot 10^4$	$1 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^4$
$Pe_1$	$3,4 \cdot 10^2$	$3,7 \cdot 10^2$	$4,5 \cdot 10^2$

На рис. 2 нанесены результаты указанных выше расчетов при числах Прандтля от 0,005 до 0,030, т.е. для значений, характерных для жидких металлов.

При этом полагалось, что в области  $0 < y < y_{1,T}$   $\lambda_T = 0$ ; а в области  $y_{1,T} < y < R$ .

$$\lambda_T = 0,4 g c \rho u v^*$$

Как и в других расчетах (5, 13) влияние числа  $Pr$ , в указанной области его значений, на зависимость  $Nu$  от  $Re$  весьма слабое и через расчетные точки можно провести одну осредняющую линию.

На рис. 3 приведены результаты расчетов по схеме с переменным значением  $\varepsilon$ . В этом случае турбулентный перенос тепла учитывался в соответствии с формулами /2/ и /4/, начиная со значения  $y=y_1$ . Сопоставление осредняющих кривых показывает весьма удовлетворительное согласие их друг с другом. Отсюда видно, что принципиального противоречия между двумя рассмотренными расчетными схемами не существует.

Приведенные расчеты показывают, что и в области весьма малых чисел  $Pr$  интегральные характеристики процесса теплопередачи вполне удовлетворительно вычисляются путем разделения потока на две области с различными механизмами переноса тепла. При этом в данном методе отсутствует необходимость в сведениях о непрерывном изменении эффективного коэффициента турбулентной теплопроводности по сечению потока. Очевидно, что этот прием справедлив и при расчете теплового пограничного слоя на поверхности тел, обтекаемых потоком жидкого металла. Однако этот метод не снимает необходимости специального изучения действительного соотношения между интенсивностями переноса количества движения и тепла.

Если проанализировать имеющиеся теоретические решения, то обна-

-6-

руживается, что при больших числах  $Pe$  влияние способа задания граничных условий ( $t_w = \text{const}$  или  $q_w = \text{const}$ ) на величину  $Nu$  становится весьма слабым.

## 2. Анализ опытных данных по теплоотдаче в трубах

В настоящее время опубликовано значительное количество работ по исследованию теплоотдачи при течении жидких металлов в трубах. Подробные обзоры этих работ можно найти в (II; I4; I5). Обращается внимание на весьма заметное расхождение опытных данных, полученных различными авторами. Так например, разброс опытных точек характеризуется полосой, координаты верхней и нижней границы которой в области чисел  $Pe > 100$  могут быть выражены следующими числами:

	$Nu$		
$Pe$	200	1000	10 000
Верхняя граница	8	13	40
Нижняя граница	3	6	25

Следует обратить внимание на то, что в области малых чисел  $Pe$  ( $< 100$ ) в ряде случаев наблюдалось резкое снижение теплоотдачи (II; I4; I6), связанное по-видимому как с увеличивающейся ролью контактного сопротивления, так и с возможным в некоторых случаях неточным способом вычисления расчетной разности температур за счет пренебрежения осевыми потоками тепла (I7, I8).

Опытные данные указывают на наличие некоторых индивидуальных особенностей в механизме теплообмена к различным металлическим жидкостям. Возможно, что это обстоятельство связано с тем или иным механизмом взаимодействия потока и поверхности, приводящего к изменению так называемого термического контактного сопротивления.

Некоторыми авторами указывалось на изменение во времени коэффициента теплоотдачи при течении в трубах эвтектики свинец-висмут (II, I4, I6). На рис. 4 приведены результаты опытов по теплоотдаче

-7-

к эвтектическому сплаву свинец-висмут, полученные в работах (1,19), а также Ибрагимова и Субботина со свинцом. Замеры производились после многих часов работы установки, когда полученные значения  $\alpha$  в определенной мере стабилизировались. Как видно из графика, имеет место удовлетворительное совпадение результатов разных исследований. На этом же графике нанесена линия, рассчитанная по изложенной ранее схеме с переменным тепловым подслоем. Рассчитанная кривая и рассматриваемые опытные данные хорошо согласуются друг с другом.

Необходимо отметить, что все эти опыты проводились в технических условиях, когда не принимались специальные меры для очистки теплоносителя и поверхности нагрева.

Наглядное представление о влиянии чистоты жидкого металла на теплоотдачу дают результаты опытов показанные на рис. 5, составленному на основании данных Кириллова, Субботина, Суворова, Троянова, проводивших опыты с эвтектическим сплавом натрия с калием в медных трубах. Как видно из рисунка, после очистки сплава фильтрацией (зона А) коэффициент теплоотдачи повышается. После повторного загрязнения окислами (зона В) коэффициент теплоотдачи снижается.

В работе (20) было замечено, что с увеличением времени работы установки теплоотдача к натрию возрастает. Аналогичное явление многократно наблюдалось и в опытах Кириллова, Субботина и Троянова со сплавом калий-натрий. Результаты двух серий опытов последних авторов приведены на рис. 6.

На рис. 7 приведены опытные данные по теплоотдаче к натрию при течении в медных и никелевых трубах, полученные в Советском Союзе за последние годы.

Опыты (1,19) дают совпадение результатов. Результаты опытов (20) располагаются несколько выше в области малых чисел  $Re$ . Надо отметить, что все эти опыты проводились на установках, не снабженных холодными ловушками. Результаты опытов Кириллова, Субботина, Суворова, Троянова, проведенных со сплавом натрия с калием на установке, снабженной холодными ловушками (которые обеспечивали содержание окислов, не выходящее за величину 0,003%) располагаются выше всех этих данных. Схема установки, на которой проводились эти опыты, приведена на рис. 8.

-8-

Ловушка для окислов и растворенных в сплаве веществ, охлаждалась на этой установке кипящим толуолом. Индикатор для определения содержания кислорода в сплаве работал на принципе забивания мелких отверстий окислами при снижении температуры сплава до температуры насыщения его окислами.

Коэффициент теплоотдачи определялся одновременно по непосредственному измерению температур стенки и вычислению ее величины на основании измеренного поля температур в жидкости, что при достаточной точности измерений позволяет определить величину термического контактного сопротивления на границе жидкость-стенка. Схема рабочей трубы, включающей участок гидравлической стабилизации, показана на рис. 9.

Сопоставление имеющихся публикаций не позволяет составить четкого заключения о влиянии добавок поверхностноактивных веществ на теплоотдачу к жидким металлам. Опыты (19) с добавками магния к эвтектике свинец-висмут не привели к заметным улучшениям теплотдачи. Следует заметить, что в некоторых английских и американских публикациях отмечаются также, как аналогичные, так и противоположные результаты (21, 22). Поэтому количественную оценку этого явления в настоящее время не представляется возможным составить.

В свете изложенных экспериментальных данных для расчета средней теплоотдачи к жидким металлам, не подвергшимся специальной очистке, и при течении в технических трубах, с учетом новых данных по физическим свойствам рабочих сред (II), могут быть рекомендованы формулы, предложенные в работах (1, 19) при  $L/D > 30$  и  $Re > 10^4$

$$\begin{aligned} 300 < Re < 20000 \quad Nu &= 3,3 + 0,014 Re^{0,8} \\ 300 < Re < 15000 \quad Nu &= 5 + 0,0021 Re \end{aligned} \quad /10/$$

Обе формулы дают практически одинаковые результаты, но вторая несколько проще для расчетов.

В области малых чисел  $Re$  ( $80 < Re < 300$ ) впредь до получения более подробных данных ориентировочный расчет для инженерных целей можно вести (II, 19, 24) по формуле

$$Nu \approx 0,7 Re^{0,33}$$

/11/

-9-

Эти формулы следует рассматривать как дающие нижний предел по теплоотдаче к жидким металлам. Для поверхностей нагрева при отсутствии термического сопротивления на стенке и высокой чистоте жидкого-металлического теплоносителя, теплоотдача будет выше рассчитанной по формулам (10) и (11). Попытка учесть экспериментальным путем влияние термического сопротивления на теплоотдачу была сделана в работе (1). Однако имеющихся опытных данных для создания надежных расчетных рекомендаций, учитывающих различную степень чистоты металла и аппаратуры, еще не достаточно.

### 3. Некоторые особенности теплоотдачи при внешнем обтекании труб жидким металлом

При внешнем обтекании поверхности теплообмена средой с числом  $P_{\gamma} \ll 1$  толщина теплового пограничного слоя  $\delta_T$  становится существенно больше толщины динамического пограничного слоя  $\delta'$ . В связи с этим при решении уравнений теплового пограничного слоя целесообразно разделить последний на две области: область, охваченную гидродинамическими возмущениями, в которой на отрезке  $0 < \zeta_y < \delta'$  продольная составляющая вектора скорости  $w_x$  меняется от  $0$  до скорости невозмущенного потока  $w_0$ , и область охваченную тепловыми возмущениями на отрезке  $\delta' < \zeta_y < \delta_T$ , где скорость остается постоянной и равной  $w_0$ .

Отношение толщин динамического и теплового пограничного слоев на плоской пластине при  $P_{\gamma} \ll 1$  определяется формулой (11):

$$\frac{\delta}{\delta_T} = \frac{2 P_{\gamma}^{0,5}}{P_{\gamma}^{0,5} (P_{\gamma} + 1,56)^{0,5}} \quad /12/$$

При числах  $P_{\gamma} \geq 1$

$$\frac{\delta}{\delta_T} \approx P_{\gamma}^{1/3} \quad /13/$$

Сопоставление результатов расчетов по этим двум формулам приведено в следующей таблице.

$Pr$	0,1	0,05	0,01	0,005
$\delta$ по ф-ле /I2/	0,395	0,301	0,147	0,108
$\delta_T$ по ф-ле /I3/	0,465	0,369	0,215	0,171
расхождение в %	15	17	31	37

Несмотря на такое значительное взаимное расхождение, более простая зависимость (I3) оказывается вполне удовлетворительным приближением для вычисления коэффициента теплоотдачи и при числах  $Pr \ll 1$ . Это вытекает из того, что для ламинарного пограничного слоя на пластине (II) при  $Pr \ll 1$

$$Nu = 1,1 \sqrt{\left(1 - \frac{\delta}{\delta_T}\right)} \cdot Re , \quad /14/$$

где в качестве характерного линейного размера принята длина пластины  $L$ . Расхождение же величин  $\sqrt{1 - \frac{\delta}{\delta_T}}$ , рассчитанных с помощью формул /I2/ и /I3/ в интервале чисел  $Pr$  от 0,05 до 0,005, не превышает 5%.

Для лобовой части поперечного обтекаемого одиночного цилиндра зависимость сохраняет тот же вид, но множитель пропорциональности несколько изменяется. При обтекании вязким потоком и предположении постоянства уровня теплоотдачи за точкой отрыва этот множитель равен 0,8.

Высокая теплопроводность металла приводит к повышению равномерности распределения теплоотдачи по периметру трубы, особенно в кормовой области обтекания. Аналогичные данные получены и для пакетов труб (II, 23).

При продольном омывании пакетов труб также возникает известная неравномерность распределения теплоотдачи, обусловленная различными скоростями течения металла в широких и узких областях межтрубного пространства. Неравномерность отвода тепла с поверхности цилиндров должна учитываться при расчете их внутреннего температурного поля.

-11-

О б о з н а ч е н и я

$\alpha$		
(Ккал/м <sup>2</sup> град.час)	- коэффициент теплоотдачи;	
$t$ (°C)	- температура;	
$R_o, D$ м	- внутренний радиус и диаметр трубы;	
$L$ м	- длина трубы или пластины;	
$y$ м	- расстояние от стенки в глубь потока;	
$y_1$ м	- расчетная толщина вязкого подслоя в турбулентном потоке;	
$y_{1T}$ м	- расчетная толщина теплового подслоя в турбулентном потоке;	
$\delta$ м	- толщина гидродинамического пограничного слоя;	
$\delta_T$ м	- толщина теплового пограничного слоя;	
$X$	- координата, направленная вдоль течения;	
$\zeta$	- коэффициент сопротивления трения при течении в трубе;	
$\epsilon$	- отношение коэффициентов переноса количества движения и теплоты в турбулентном потоке (величина обратная "турбулентному" числу Прандтля);	
$\rho \frac{\text{кг час}^2}{\text{м}^4}$	- плотность среды;	
$\mu \frac{\text{кг час}}{\text{м}^2}$	- коэффициент динамической вязкости;	
$\gamma = \frac{\mu}{\rho} \frac{\text{м}^2}{\text{час}}$	- коэффициент кинематической вязкости;	
$g \frac{\text{м}}{\text{час}^2}$	- ускорение силы тяжести;	
$\lambda \frac{\text{ккал}}{\text{м.град.час}}$	- коэффициент теплопроводности;	
$C \frac{\text{ккал}}{\text{кг град.}}$	- удельная теплоемкость;	
$\alpha_p = \frac{\lambda}{g C p} \frac{\text{м}^2}{\text{час}}$	- коэффициент температуропроводности;	
$\mu_T \frac{\text{кг час}}{\text{м}^2}$	- коэффициент турбулентной вязкости;	

-12-

$\lambda_T$	<u>ккал</u> и град. час	- коэффициент турбулентной теплопроводности;
$w$	и/час	- скорость течения потока;
$v^*$	и/час	- "скорость касательного напряжения" (при течении в трубе, на стенке)
$\eta = \frac{v^* \gamma}{\nu}$		$v^* = \bar{w} \sqrt{\frac{\gamma}{8}}$
$Nu = \frac{\alpha D}{\lambda}$		- безразмерное расстояние от стенки;
$Pr = \frac{\nu}{\alpha}$		- число Нуссельта;
$Pe = \frac{\bar{w} D}{\alpha}$		- число Прандтля;
$Re = \frac{\bar{w} D}{\nu}$		- число Пекле;
$q_w$	<u>ккал</u> $m^2$ час	- число Рейнольдса;
$t_w$	$^{\circ}C$	- плотность теплового потока на стенке;
		- температура стенки;

Черта над буквой - знак осреднения.

-13-

Л и т е р а т у р а

1. Михеев М.А., Баум В.А., Воскресенский К.Д., Федынский О.С.  
"Теплоотдача расплавленных металлов" - Доклад на Женевской конференции (1955 г.)
2. Стырикович М.А., Семеновкер И.Е. "Теплообмен при очень низких значениях критерия Прандтля". Журнал Технической физики, 1940, 10, (16), 1324
3. Ложкин А.Н., Канаев "Бинарные установки, Машгиз, 1946
4. Канаев А.А. "Теплообмен и гидродинамическое сопротивление при течении ртути в трубах". Котлотурбостроение, 1953, (2), 18
5. Martinelli R.C. "Heat Transfer to Molten Metals" Transactions of the ASME, 1947, 69, 947-959
6. Lyon R.N. "Liquid Metal Heat Transfer Coefficients". Chemical Engineering Prog., 1951, 73, 803
7. Воскресенский К.Д. "Труды Женевской конференции по использованию атомной энергии, 1955, 9
8. Lykoidis P. S., Toulukian I.S. "Heat Transfer in Liquid Metals". Heat Transfer Conference (ASME) Paper S7-HT-16 (1957)
9. Isakoff S.E., Drew Th.B. "Heat and Moment Transfer in Turbulent Flow of Mercury". Proceedings of the General Discussion on Heat Transfer, London Conference, 405 (1951)
10. Brown H.E., Amstead B.H., Short B.E. "Temperature and Velocity Distribution and Transfer of Heat in Liquid Metall". Transactions of the ASME, 79,(2),279,(1957)
11. Кутателадзе С.С., Боришанский В.М., Новиков И.И., Федынский О.С.  
"Жидкометаллические теплоносители", приложение № 2 к журналу Атомная энергия, 1958
12. Reichardt H. "Vollständige Darstellung der turbulenten Geschwindigkeitsverteilung in glatten Zeitungen". Zamm, 31, 208, (1951)
13. Кутателадзе С.С. "Теплоотдача при течении жидкого металла в трубе и на пластине". Журнал Технической физики, 1958, 28, (4), 848

3740-130

-14-

14. Lubarsky B., Kaufman S.I. "Review of Experimental Investigations of Liquid-Metal Heat Transfer", NACA Report 1270, (1956)

15. Кутателадзе С.С., Боришанский В.М., Новиков И.И. "Теплоотдача к жидким металлам". Атомная энергия, 1956,(5)

16. Johnson H.A., a.o. "Heat Transfer to Liquid Lead-Bismuth and Mercury in Laminar and Transitions Pipe Flow", Transactions of the ASME, 76(4), 513, (1954)

17. Trefethen L.M. "Measure of Mean Temperature of Fluid Flow", Transactions of the ASME, 78 (8), 1207, (1956)

18. Лабунцов Д.А. "Некоторые вопросы теории теплообмена при ламинарном течении жидкости в трубах". Теплоэнергетика, 1958, (3), 55

19. Боришанский В.М., Кутателадзе С.С. "Теплоотдача и гидравлическое сопротивление при течении жидких металлов в круглых трубах". Журнал Технической физики, 1958, 28,(4), 836 ; Энергомашиностроение, 1957, 6

20. Новиков И.И., Соловьев А.Н., Хабакпашева Е.М. и др. "Теплоотдача и теплофизические свойства расплавленных щелочных металлов". Атомная энергия, 1956, (4), 92

21. Stromquist W.K. "Effect of wetting on Heat Transfer Characteristics of Liquid Metals", Oak Ridge, (1953)

22. Doody T.C. and Jounger A.H. "Heat-Transfer Coefficients for Liquid Mercury and Dilute Solutions of Sodium in Mercury in forced Convections", Chemical Engineering Progress, Symp.Ser., 5, 33 (1953)

23. Hoe R.I., Dropkin D., Dwyer O.E. "Heat Transfer Rates to crossflowing Mercury in a Staggered Tube Bank", Transactions of the ASME, 79, (4), 899(1957)

24. Дерюгин В.И. Письмо в редакцию. Энергомашиностроение, 1958, (4), стр. 30

3140-1382

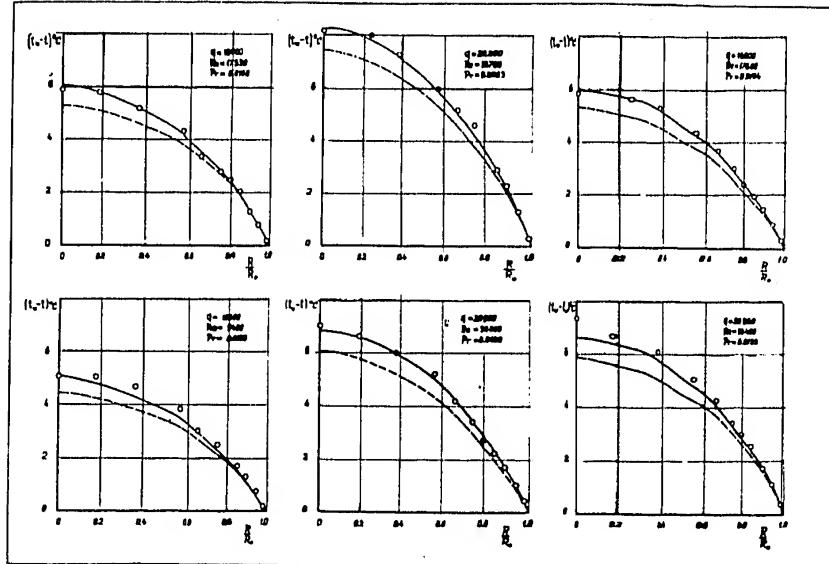


Рис. 1. Сравнение распределений температур, полученных в опытах со сплавом натрий-калий с рассчитанными.  $\circ$  — экспериментальные точки; - - - - расчет по Мартинелли; — — расчет по Лайону

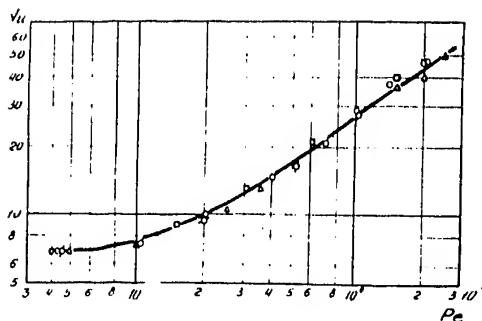


Рис. 2. Результаты расчетов зависимости числа  $Nu$  от числа  $Re$  при числах  $Pr \ll 1$  по схеме с тепловым подслоем.

$\Delta Pr = 0,005$ ;  $\phi Pr = 0,01$   
 $\circ Pr = 0,02$ ;  $\square Pr = 0,03$   
 — — осредняющая кривая

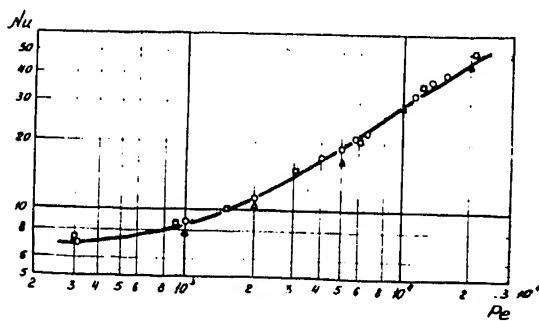


Рис. 3. Результаты расчетов зависимости числа  $Nu$  от числа  $Re$  при числах  $Pr \ll 1$  по схеме с переменной по сечению трубы величиной  $\varepsilon$ .

$Pr = 0,005$ ;  $Pr = 0,02$ ;  $Pr = 0,03$   
 — — осредняющая кривая

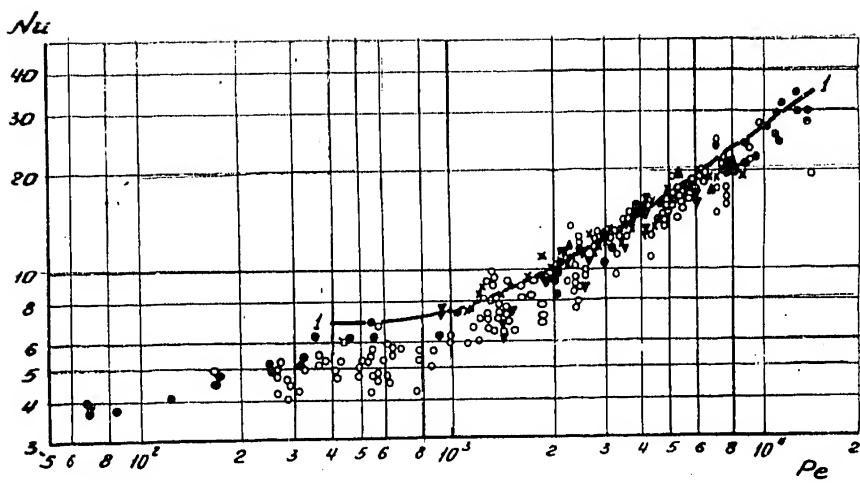


Рис. 4. Результаты опытов по теплоотдаче к сплаву свинец-висмут и к свинцу.

- Pb-Bi      - Михеев, Баум, Воскресенский, Фединский
- △ Bi              - Боришанский, Кутателадзе, Шнейдерман, Иващенко
- ▼ Sn              - Ибрагимов, Субботин
- Pb              - Расчетная кривая с рис. 2

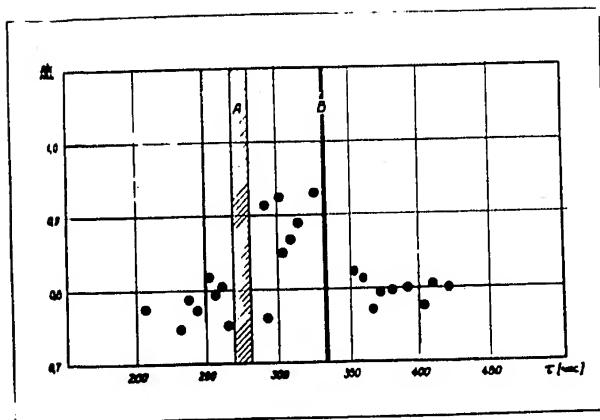


Рис. 5. Влияние чистоты сплава натрий-калий на коэффициент теплоотдачи  
А - очистка металла с помощью холодной ловушки ;  
В - добавление металла, загрязненного окислами

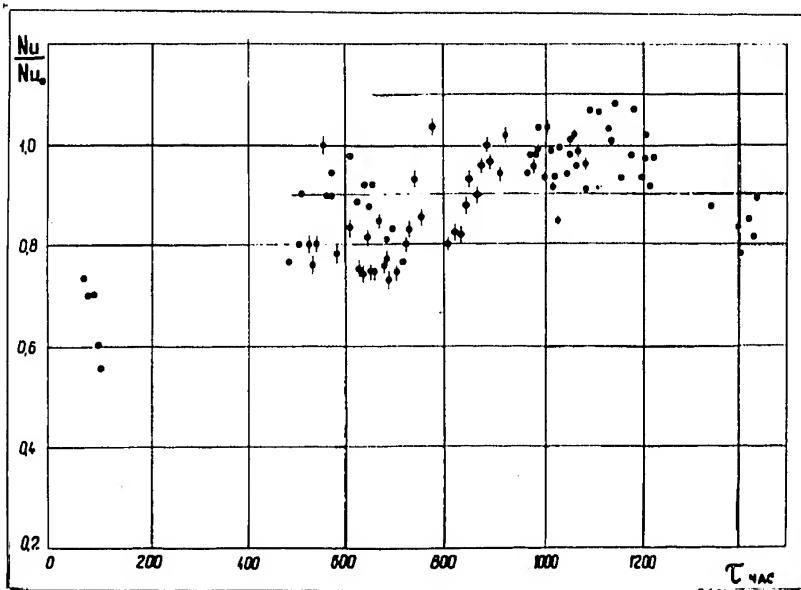


Рис. 6. Изменение коэффициента теплоотдачи к сплаву натрий-калий во времени.

$Nu$  - значение критерия Нуссельта, полученное в опыте;

$Nu_0$  - значение критерия Нуссельта, рассчитанное по формуле:  $Nu_0 = 7 + 0,025 Re^{0.8}$ ;

- - первая серия опытов;
- ◐ - вторая серия опытов;
- ◑ - окисленная поверхность

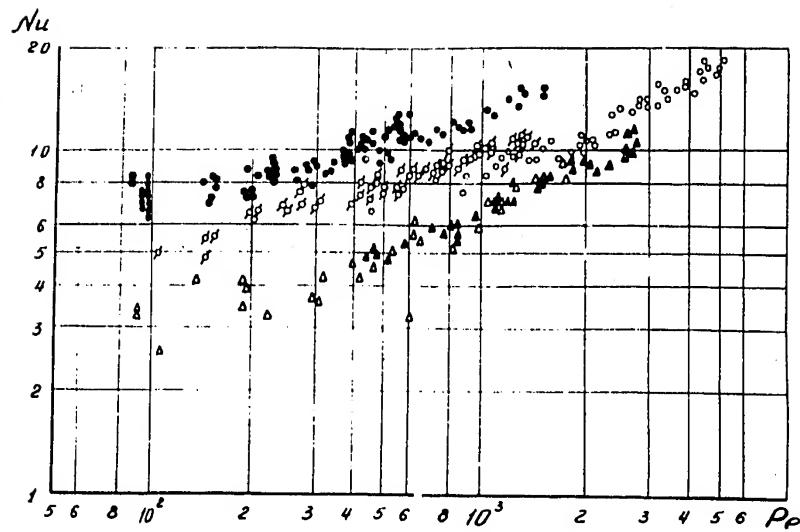


Рис. 7. Опытные данные по теплоотдаче к сплаву натрий-калий и натрию. ○ NaK, ▲ Na - Михеев, Федынский, Дерюгин (18);  
 △ Na - Боришанский, Кутателадзе, Шнейдерман (19);  
 ○ Na Новиков, Соловьев, Хабакпашева (20); • NaK - Кириллов,  
 Субоотин, Суворов, Троянов

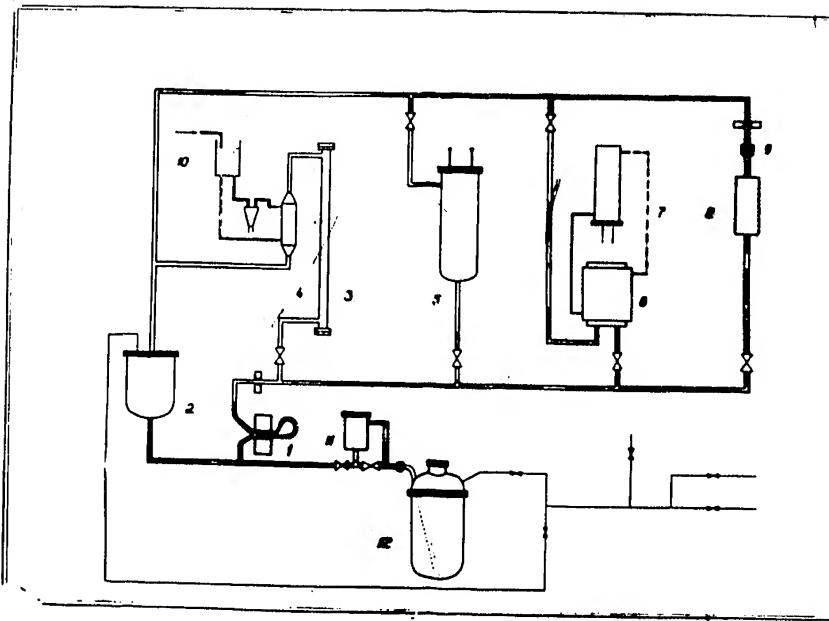


Рис. 8. Схема установки для изучения теплоотдачи к сплаву натрий-калий: 1 - электромагнитный насос; 2 - бак насоса; 3 - экспериментальный участок; 4 - холодильник; 5 - мерный бак; 6 - холодная ловушка; 7 - конденсатор пара толуола; 8 - холодильник индикатора окислов; 9 - индикатор окислов; 10 - бак постоянного уровня воды; 11 - сетчатый фильтр; 12 - сливной бак

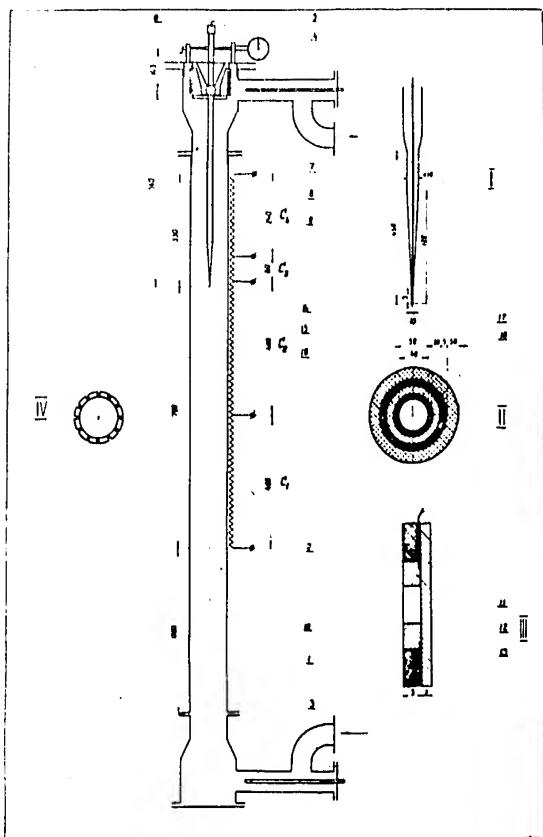


Рис. 9. Схема экспериментального участка и передвижной термопары:  
 1 - труба; 2 - нагреватель; 3 - термопара, измеряющая температуру жидкости на входе; 4 - термопара, измеряющая температуру жидкости на выходе; 5 - индикатор перемещения передвижной термопары; 6 - винт, перемещающий термопару;  
 7 - сильфон; 8 - шарнир; 9 - передвижная термопара;  
 10 - слой окиси алюминия; 11 - термопара в стенке трубы;  
 12 - стенка трубы; 13 - клин для зачеканки термопары;  
 14 - внутренний слой тепловой изоляции; 15 - тепломеры;  
 16 - наружный слой тепловой изоляции